

УДК 535.2

Г.К. Бантиш, О.П. Остроух, В.В. Іванова, В.Б. Тараненко

МОДЕЛЮВАННЯ ДИСКРЕТНИХ БЕЗДИФРАКЦІЙНИХ ПУЧКІВ

In this paper, we propose the technique for computing the scheme of holographic recording on the photopolymer of photonic structures, which create various discrete non-diffracting beams. We study how a number of laser beams, scheme geometry and relative phase shifts between laser beams impact the resultant transverse intensity and phase distribution in the interference structure. Moreover, we numerically model such structures as striped, triangular, square and hexagonal structures, specifically kagome and honeycomb pattern. By applying specific analysis of the beam phase shifts, we simulate vortex structures. These structures are characterized by point and line phase dislocations. We demonstrate experimental results of structures recording and show that adding the central laser beam to the recording scheme makes it possible to obtain a number of 3D structures.

Вступ

Актуальним напрямом досліджень у фотоніці останніх років є розроблення штучних матеріалів і структур, при розповсюдженні світла в яких виявляються унікальні особливості формування світлових полів [1]. Світлові поля, які характеризуються інтенсивністю, просторово модульованою в площині, перпендикулярній напрямку розповсюдження, в той час як позовжній розподіл інтенсивності залишається незмінним, прийнято називати бездифракційними пучками. Бездифракційні пучки можуть бути сформовані за допомогою так званих бездифракційних ґраток, одним із методів створення яких є голографічний запис. Термін “бездифракційний пучок” було введено в [2] на позначення бесселевих пучків нульового порядку. На сьогодні класифіковано чотири сімейства бездифракційних пучків: дискретні, пучки Бесселя, Маґ’є і Вебера. Перші, які відрізняються відсутністю радіальної симетрії, є найменш дослідженими.

Такі властивості бездифракційних пучків, як збереження амплітудного і фазового (з точністю до набігу) розподілу поля, відновлення структури пучків після проходження перешкод, самозображення і в деяких випадках наявність точкових і лінійних фазових дислокацій у структурі поля пучків, обумовлюють перспективи їх практичного застосування [3, 4]. Наприклад, за допомогою таких пучків можна здійснювати захоплення і кероване переміщення частинок і просторових оптичних солітонів, тобто використовувати бездифракційні пучки як оптичний пінцет. Бездифракційні пучки можуть також бути використані для оптичного запису різноманітних фотонних кристалів у світлочутливих матеріалах.

Для отримання періодичних структур існує багато методів, таких як селективне травлення напівпровідників, металів і діелектриків, формування колоїдних кристалів за допомогою осідання монодисперсної золі в розчині, цифровий попіксельний метод запису або наногравірування, а також голографічний метод, для якого і проводяться розрахунки параметрів схеми запису в даній статті. Переваги голографічного методу полягають у можливості виготовлення високоперіодичних фотонних структур із наперед заданими параметрами за одну експозицію лазера.

Дана стаття присвячена моделюванню структур, які створюються для генерації полів дискретних пучків за допомогою голографічного запису інтерференційної картини на фотополімері. Для проведення експерименту, в ході якого одержують двовимірні ґратки, попередньо потрібно: змоделювати схему розміщення когерентних джерел для запису та розрахувати варіанти структур, які будуть при цьому отримані, провести аналіз впливу на них варіацій параметрів схеми та параметрів інтерферуючих лазерних пучків.

Постановка задачі

Метою статті є моделювання багатопробевої схеми запису голографічних дво- і тривимірних структур різних конфігурацій через розрахунок й аналіз результуючої інтерференційної картини на фоточутливій пластині залежно від кількості та параметрів лазерних пучків.

Дискретні бездифракційні пучки

Багато задач з розповсюдження монохроматичних світлових хвиль можуть бути зведені до розв’язку тривимірного рівняння Гельмгольца

$$(\Delta^2 + k^2)\psi(r) = 0. \quad (1)$$

З усіх існуючих систем координат, які допускають розділення змінних для скалярного хвильового рівняння, є тільки чотири системи з властивістю трансляційної симетрії: декартова, полярна, еліптична циліндрична та параболічна циліндрична. Тому виникає чотири типи фундаментальних розв'язків – інваріантних бездифракційних пучків: косинусний або дискретний для декартової системи координат, пучки Бесселя, Мат'є та Вебера для інших відповідно.

Всім цим пучкам притаманна така особливість, як характерне розміщення у Фур'є просторі хвильових векторів \mathbf{k} складових хвиль. Вони лежать на поверхні конуса, вісь якого збігається з напрямком розповсюдження. Цей результат впливає з розділення рівняння Гельмгольца (1) на поздовжнє і поперечне. Декартова система координат вибирається таким чином, що вісь Z збігається з напрямком розповсюдження. При цьому поздовжній розв'язок пропорційний $e^{ik_z z}$, де поздовжня компонента k_z є фіксованою, а двовимірний поперечний розв'язок задається поперечними компонентами хвильових векторів \mathbf{k} , які задовольняють умову

$$k_t = \sqrt{(k_x^2 + k_y^2)} = |k| \sin \theta, \quad (2)$$

де $|k| = \sqrt{(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}$, θ – кут розкриву конуса складових хвильових векторів.

Тобто при фіксованому значенні поздовжньої компоненти поперечні компоненти хвильових векторів мають лежати на колі заданого радіуса. Це означає, що суперпозиція складових хвиль дасть періодичний розподіл поля в перпендикулярній площині і незалежний від координати z фіксований розподіл вздовж напрямку розповсюдження. Вираз (2) саме і задає множину бездифракційних пучків. Слід зауважити, що період розподілу визначиться як

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (3)$$

Сімейство дискретних бездифракційних пучків може задаватись як результат інтерференції плоских хвиль. Залежно від кількості інтерферуючих пучків інтерференційна картина являє собою періодичну структуру різних типів: смугасту, квадратну, трикутну, гексагональну тощо. Внесок відносного фазового зсуву між плоскими хвилями у формування типу структури вперше було враховано в [3, 4].

Тому розрахунок геометрії запису інтерференційної картини та необхідних співвідношень між амплітудами та фазами хвиль є особливо важливим завданням.

Результати розрахунку інтерференційної картини

При моделюванні розглядалися симетрично розміщені в одній площині по колу радіусом $R = 0,2$ м n точкових джерел випромінювання на довжині хвилі 633 нм. У реальному експерименті світло від цих джерел потрапляє на записуючу фотополімерну пластину, де відбувається фіксація інтерференційної картини, як показано на рис. 1 на прикладі $n = 4$ джерел.

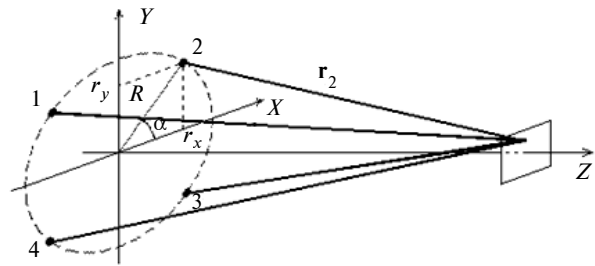


Рис. 1. Схема розміщення чотирьох джерел для запису інтерференційної картини

Система розглядається в декартових координатах: джерела розміщені в площині XY по колу, світло від них розповсюджується вздовж осі Z , куди й спрямовані їх хвильові вектори \mathbf{k} . На рис. 1 для джерела 2 проведений радіус-вектор \mathbf{r}_2 , що з'єднує його з довільною точкою на платівці, у якій вираховуються амплітуда та фаза інтерференційного поля, а також показані проекції джерела 2 на вісі X і Y ; R – радіус кола, α – кут у полярній системі координат, за допомогою якої і задаються положення джерел.

Інтерференційне поле фіксується на відстані 1 м по осі Z від площини розміщення джерел паралельно цій площині на фоточутливій пластині. Хвильове поле E представлено алгебричною сумою плоских хвиль від кожного джерела:

$$E = \sum_{j=1}^n a_j e^{i|\mathbf{k}_j||\mathbf{r}_j| + i\varphi_j},$$

де n – кількість точкових джерел, j – номер джерела по колу згідно із схемою, \mathbf{r}_j – просторовий вектор від j -го джерела до конкретної точки на платівці, який задається його проекціями на координатні вісі декартової системи

координат, \mathbf{k}_j – хвильовий вектор j -го джерела, a_j і φ_j – амплітуда і фаза випромінювання j -го джерела відповідно. Модулі просторового і хвильового векторів задаються їх проекціями:

$$|\mathbf{r}| = \sqrt{(r_x^2 + r_y^2 + r_z^2)},$$

$$r_x = r_{xj} - r_{xpt}, \quad r_y = r_{yj} - r_{ypt},$$

де r_{xj} , r_{yj} – проекції j -го джерела на координатні вісі X і Y , r_{xpt} , r_{ypt} – проекції відстані від початку координат (центра записуючої пластини) до поточної точки реєстрації інтерференційної картини на платівці на відповідні вісі X і Y , r_z – відстань між площиною, в якій розміщені джерела, та площиною пластини; для усіх розглянутих випадків $r_z = 1$ м;

$$|k| = \sqrt{(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}.$$

Проекція хвильового вектора на вісь X (на Y і Z аналогічно) визначається як

$$k_x = \frac{kr_x}{\sqrt{(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}},$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\lambda = 633$ нм – довжина хвилі.

Програма виводить розподіл нормованої інтенсивності поля $\frac{I}{I_{\max}}$ у площинах XY , ZX і ZY , який знаходиться як

$$I(x, y, z) = |E(x, y, z)|^2.$$

Фазовий розподіл становить

$$\Phi(x, y, z) = \arctg\left(\frac{\text{Im}(E(x, y, z))}{\text{Re}(E(x, y, z))}\right).$$

Інтенсивність кодується кольором у кольоровій палітрі, чорний колір якої відповідає $I/I_{\max} = 0$, білий – $I/I_{\max} = 1$; фаза кодується кольором у спеціальній палітрі для періодичних функцій, що починається і закінчується червоним кольором, діапазон зміни фази: $[-\pi; \pi]$. Шкали наведені справа від розподілу інтенсивностей і фаз на кожному вихідному зображенні, що ілюструє результат роботи змодельованої програми. Просторові координати виведені у пікселях; один піксель по осях X і Y дорівнює 0,1 мкм, вздовж осі Z – 1 мкм, але ці

кроки можна змінювати у програмі. Проекція центра кола на площину інтерференції у точці $x = 100$, $y = 100$ (пікселів).

Змінюючи параметри, що задають джерела та площину, на якій ведеться реєстрація інтерференційної картини, отримуємо різні структури, наведені на рис. 2. Перший і третій рядок рис. 2 відображають розподіл інтенсивності, другий і четвертий – розподіл фази отриманих інтерференційних картин.

У верхніх двох рядках показані розподіли поля, що відповідають випадку $n = 4$.

На першій картині верхнього рядка амплітуди джерел $\alpha_2 = \alpha_4 = 1$, $\alpha_1 = \alpha_3 = 0$, що еквівалентно випадку $n = 2$, тобто смугам звичайної інтерференції від двох джерел. Другий показує картину за $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 1$, у третьому амплітуди двох протилежних джерел були зменшені вдвічі, а саме $\alpha_2 = \alpha_4 = 1$, $\alpha_1 = \alpha_3 = 1$. Далі, четверта картина поля була отримана за допомогою зміни початкових фаз джерел таким чином, щоб різниця фаз протилежних джерел дорівнювала π : $\varphi_1 = \frac{\pi}{4}$, $\varphi_2 = \frac{3\pi}{4}$, $\varphi_3 = \frac{5\pi}{4}$, $\varphi_4 = \frac{7\pi}{4}$.

Нижні два рядки рис. 2 відтворюють картини поля, отримані інтерференцією хвиль від шести джерел ($n = 6$), що й показано на другій зліва картині. В першому випадку занулені амплітуди трьох джерел, тобто інтерферують три інші симетрично розміщені: $\alpha_1 = \alpha_3 = \alpha_5 = 1$, $\alpha_2 = \alpha_4 = \alpha_6 = 0$. Останні два розподіли поля отримані за допомогою зміни фаз джерел: $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \frac{\pi}{3}$, $\varphi_3 = \frac{2\pi}{3}$, $\varphi_4 = \frac{3\pi}{3}$, $\varphi_5 = \frac{4\pi}{3}$, $\varphi_6 = \frac{5\pi}{3}$ для третього випадку і $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \frac{2\pi}{3}$, $\varphi_3 = \frac{4\pi}{3}$, $\varphi_4 = \frac{6\pi}{3}$, $\varphi_5 = \frac{8\pi}{3}$, $\varphi_6 = \frac{10\pi}{3}$ для четвертого. Це структури типу бджолиних чарунок і так звані кагомі.

Остання картина верхніх рядків і останні дві нижніх демонструють вихрові ґратки, які можна отримати, задаючи співвідношення фаз джерел. У таких ґраток фазовий розподіл складається з чарунок, всередині яких фаза змінюється по колу на 2π . Такі фазові дислокації називаються точковими. Лінійні дислокації типу доменної стінки властиві випадкам у другому стовпчику рис. 2, де фази всіх джерел однакові.

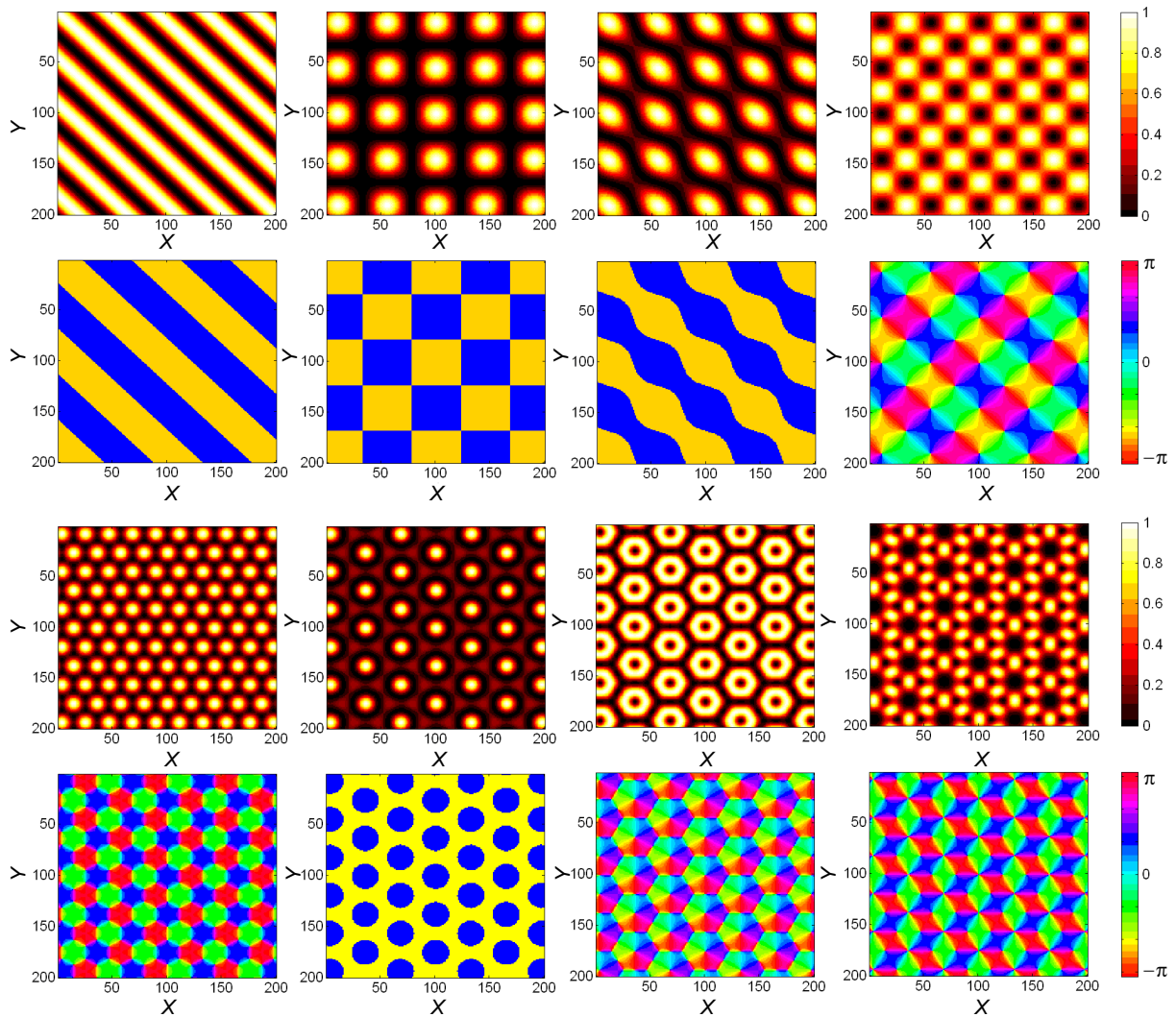


Рис. 2. Розподіли амплітуди і фази для кількості джерел $n = 4$ (верхні 2 рядки) і $n = 6$ (нижні 2 рядки) за різних параметрів записуючих джерел

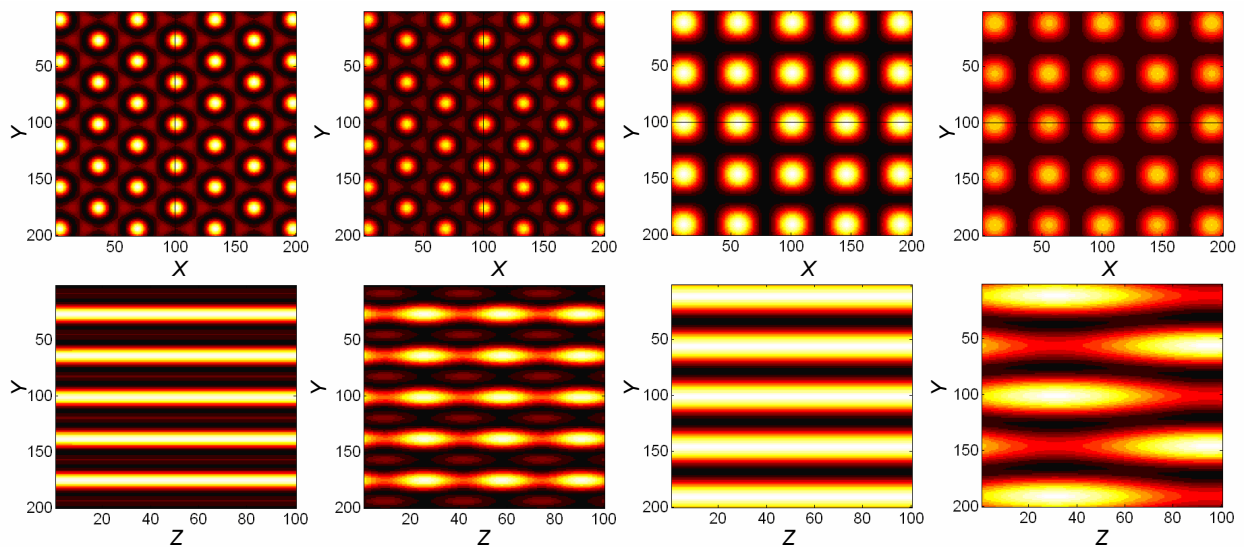


Рис. 3. Розподіли інтенсивності поля у площині XY (верхній рядок) і YZ або XZ (нижній рядок) бездифракційних структур (перший і третій стовпчики) та структур з тривимірною модуляцією (другий і четвертий стовпчики)

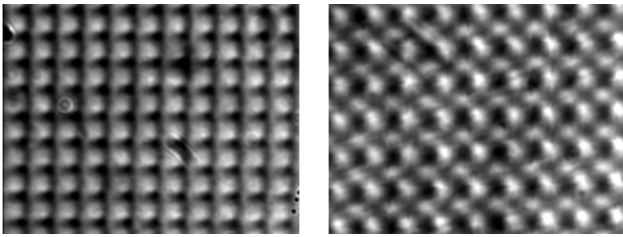


Рис. 4. Фотографії експериментального розподілу показника заломлення в полімерній плівці

Всі наведені вище розподіли мають модуляцію тільки в площині XY , а вздовж осі Z інтенсивність є незмінною, але за допомогою введення до схеми запису зайвого джерела, розміщеного в центрі кола, можна отримати модуляцію в напрямку Z , що й показано на рис. 3. Верхній рядок відтворює розподіл інтенсивності у площині XY , нижній рядок – YZ або XZ за фіксованої координати X чи Y відповідно. Перший і третій стовпчики показують випадки бездифракційних структур для $n = 6$ і $n = 4$ відповідно, а другий і четвертий – структур з додатковою модуляцією вздовж Z для таких самих кількостей джерел по колу, але з додатковим джерелом всередині.

Фотографії експериментально виготовлених бездифракційних фотополімерних ґраток для $n = 4$ показані на рис. 4. Зображення ліворуч відповідає випадку, коли фаза всіх джерел однакова (друга зліва картина у верхньому рядку на рис. 2), на ньому можна побачити максимуми показника заломлення (відповідно й інтенсивності інтерференційного поля при запису), оточені мінімальним показником заломлення, а зображення праворуч експериментально ілюструє розподіл за певних фаз джерел, що були використані на рис. 2 на четвертій картині верхнього рядка. На цій фотографії мінімуми оточені областю з високим показником заломлення. Рис. 5 відображає власне інтерференційне поле на об'єктиві камери.

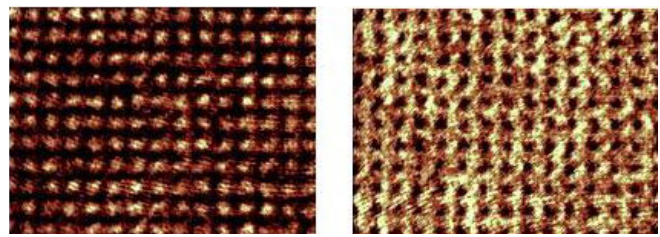


Рис. 5. Фотографії експериментального розподілу інтенсивності

Висновки

Розрахунки параметрів експериментальної установки для голографічного запису основних видів дискретних бездифракційних ґраток дали можливість встановити, що кількість, взаємне розміщення та відносні інтенсивності й фазові зсуви записуючих лазерних пучків дають змогу одержувати різноманітні види періодичного розподілу поля: від найпростіших смугастих, квадратних, трикутних до особливих гексагональних структур за типом кагомних і бджолиних чарунок. Показано, зокрема, що введення спеціально розрахованих початкових фазових зсувів дає можливість отримати вихрові структури, які характеризуються точковими і лінійними фазовими дислокаціями.

Експериментально отримані ґратки для чотирьох записуючих пучків добре узгоджуються з результатами моделювання. Додатково встановлено, що для запису тривимірних періодичних структур, у яких модуляція відбуватиметься не тільки в площині ґратки, але й вздовж перпендикулярної до неї осі, необхідно помістити додаткове джерело у центр кола в схемі запису, тобто відмовитись від умови бездифракційності.

Перспективні у можливих застосуваннях вихрові і тривимірні структури потребують подальшого вивчення.

1. *Gaponenko S.V.* Introduction to Nanophotonics. – Cambridge.: University Press, 2010. – 484 p.
2. *Durnin J., Miceli J.J., Eberly J.H.* // Phys. Rev. Lett. – 1987. – **58**. – P. 1499.
3. *Boguslawsky M., Rose P., Denz C.* Nondiffracting kagome lattice // Appl. Phys. Lett. – 2011. – **98**. – P. 061111.
4. *Boguslawsky M., Rose P., Denz C.* Increasing the structural variety of discrete nondiffracting wave fields // Phys. Rev. A. – 2011. – **84**. – P. 013832.